

Juin 1966

LRP 26/66

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT A HAUTE FREQUENCE

A. Lietti

LAUSANNE

Juin 1966

LRP 26/66

CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT A HAUTE FREQUENCE

A. Lietti

Abstract

A device is described which produces a rotating field on the surface of a cylindrical hydrogen plasma column of 5 cm diameter and 44 cm length. The highest amplitude obtained is 1,8 kG. at a frequency of 2,17 Mc.

Lausanne

1. Introduction

Une configuration du champ magnétique très intéressante pour des expériences relatives au chauffage, confinement et stabilisation du plasma, est celle du champ tournant à haute fréquence (réf. 1).

L'on décrit ici un dispositif capable de donner un champ tournant à 2,17 MHz pour 8 périodes. L'intensité du champ monte jusqu'à 1,8 kG. Pour engendrer un champ tournant autour d'une colonne de plasma, l'on superpose deux décharges H.F. z et θ de la même fréquence et déphasées de 90° .

Les courants de haute fréquence nécessaires sont obtenus au moyen de générateurs à ligne. Des champs magnétiques axiaux et azimutaux ont été déjà obtenus au moyen de ces générateurs (réf. 2, 3, 4, 5).

Dans cette réalisation, les sections de ligne sont constituées par des éléments concentrés L, C. Ces sections sont déchargées les unes après les autres (allumage par récurrence); et un circuit de compensation réduit les réflexions d'après le principe décrit par R. Keller (réf. 3). Pour déclencher les éclateurs, un nouveau système avec synchronisateur extérieur a été développé. Il s'agit d'un générateur de commande auxiliaire qui fournit des impulsions synchronisées. Ces impulsions peuvent déclencher un grand nombre de lignes en parallèle. Le synchronisme des impulsions d'allumage aux éclateurs des lignes est constant et indépendant des réflexions éventuellement dues au défaut d'adaptation entre lignes et charges. Le système permet en outre d'obtenir aisément le déphasage de 90° entre les courants z et θ .

2. Les générateurs de haute fréquence

La fig. 1 donne le schéma électrique d'une ligne et montre la suite des impulsions de déclenchement provenant du synchronisateur. Les éléments C de chaque section de la ligne sont des condensateurs-disques en céramique, tandis que la self L est donnée par les plaques

parallèles de connexion. L'impédance d'une telle ligne est de 3 ohm, la puissance de 30 MW. Cette ligne est utilisée pour la décharge axiale (décharge en z), et elle peut donner 10 périodes. Pour obtenir le courant I_θ on utilise quatre lignes en parallèle. Elles sont construites d'après le même principe que la ligne z, mais avec des condensateurs qui soutiennent une tension inférieure. Pour cette expérience, ces lignes donnent au total 32 MW et 8 périodes. Ainsi le champ tournant a une durée de 8 périodes.

3. Le synchronisateur d'allumage.

La fig. 2 donne le schéma de l'appareil. Un thyatron V_1 décharge le condensateur C_0 , chargé à 6 KV, donnant ainsi lieu par couplage cathodique à une impulsion positive qui se propage le long d'une ligne à retard. De cette ligne l'on dérive des impulsions éloignées l'une de l'autre d'un temps $3/4T$, T étant la période de l'oscillation désirée. Chaque impulsion dérivée au moyen d'un des condensateurs $C_1 \dots C_n$, fait démarrer un thyatron, qui à son tour allume un éclateur E_p . Des câbles sont connectés à travers les condensateurs C et les transformateurs T aux électrodes d'allumage des éclateurs de la ligne. Les câbles sont chargés à travers la résistance R à 25 KV, de telle sorte que, déchargés par l'éclateur E_p , ils amènent les impulsions d'allumage aux éclateurs des lignes. (La ligne z est allumée avec un retard de $T/4$ pour obtenir le déphasage de 90° entre I_θ et I_z). Si les câbles ont la même longueur, l'on peut garantir l'arrivée synchrone des impulsions d'allumage à plusieurs lignes. L'on peut ainsi prévoir la mise en parallèle d'un grand nombre de lignes. Etant donné, comme il sera montré plus loin, que le couplage avec le tube de décharge de l'expérience peut se faire même si l'on dispose de plusieurs lignes éloignées, l'on voit que la méthode ici utilisée résoud en principe le problème de disposer sur le lieu de l'expérience d'une grande concentration d'énergie sans être gêné par l'emplacement des générateurs.

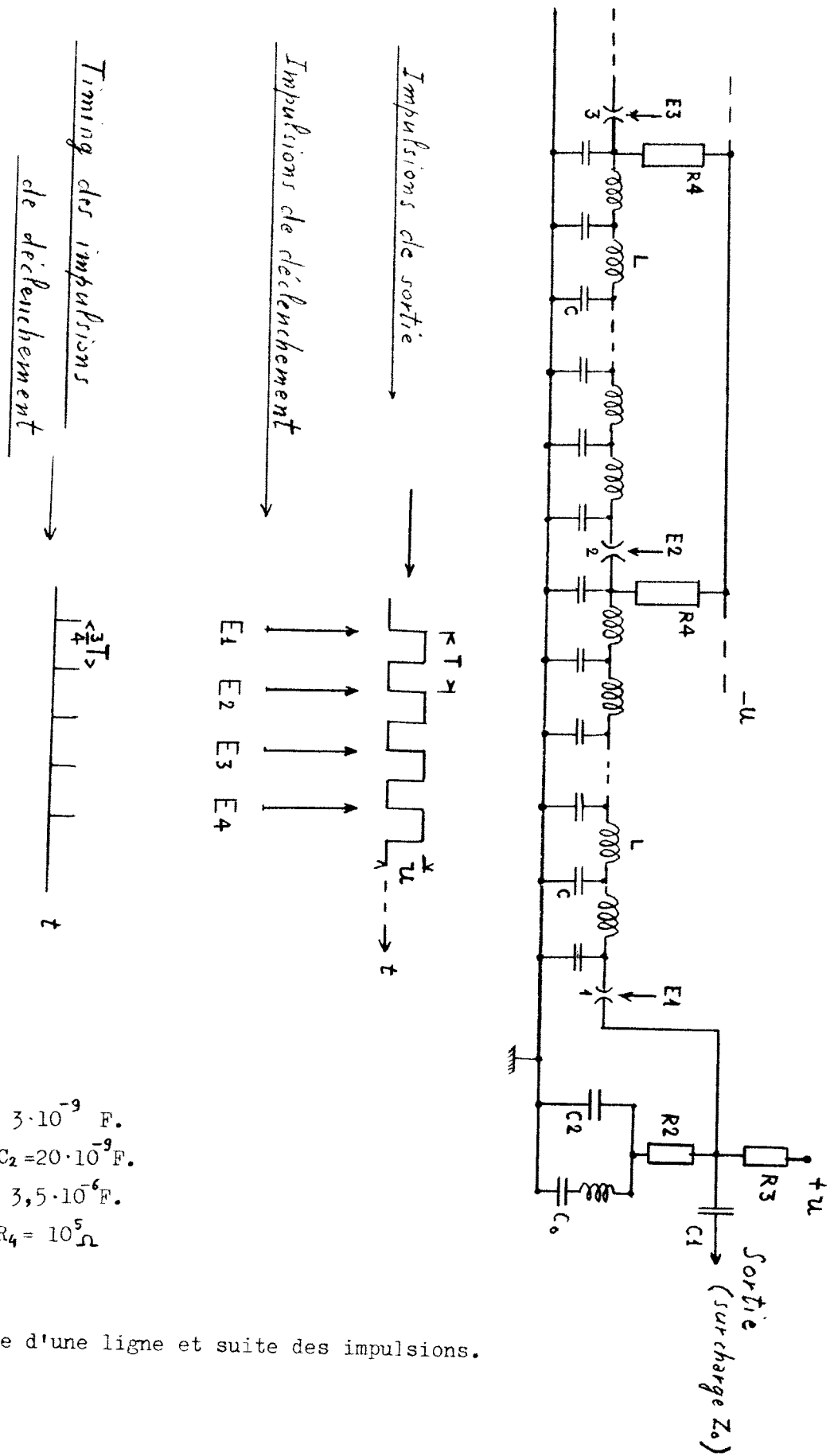
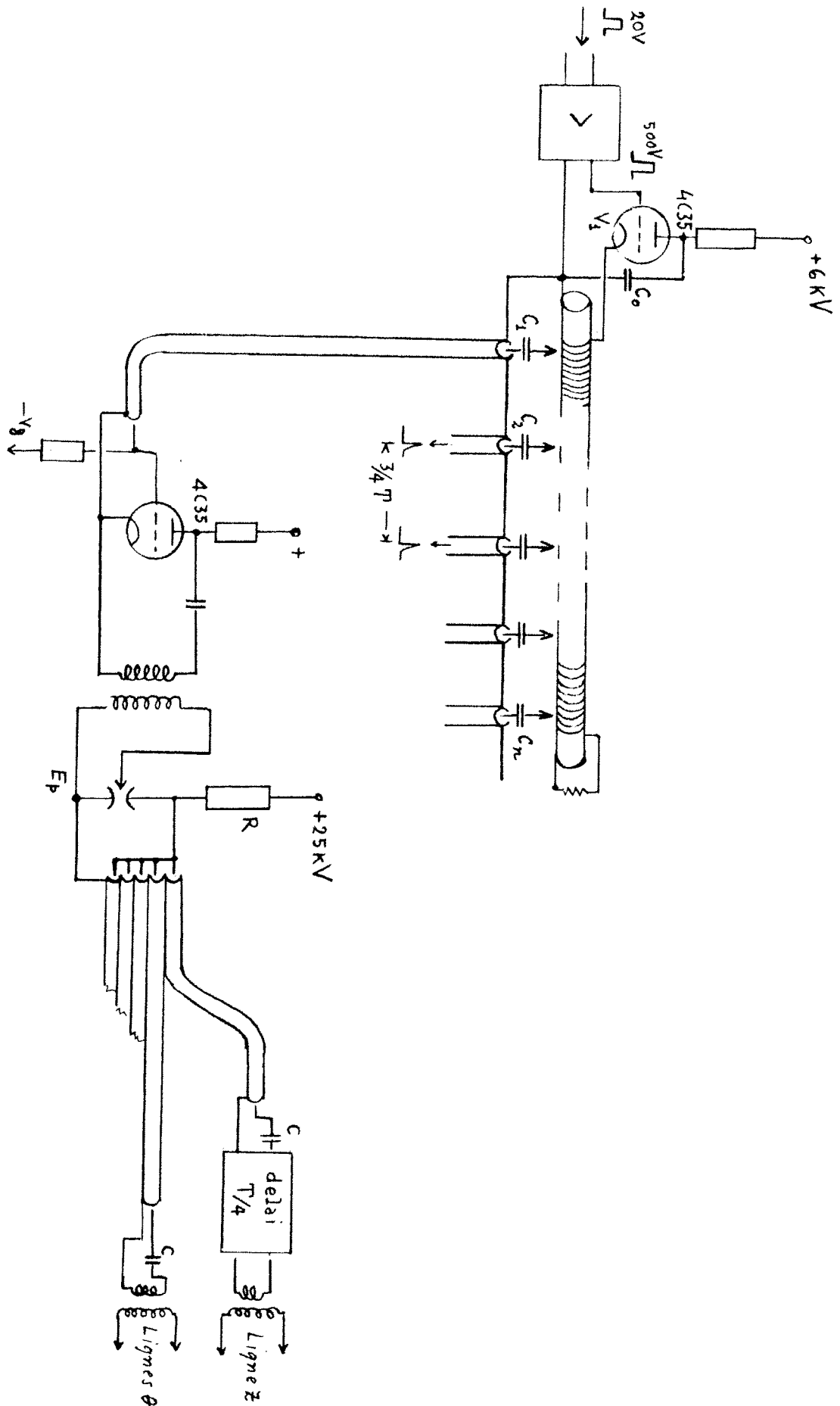


Schéma de principe d'une ligne et suite des impulsions.

Fig. 1



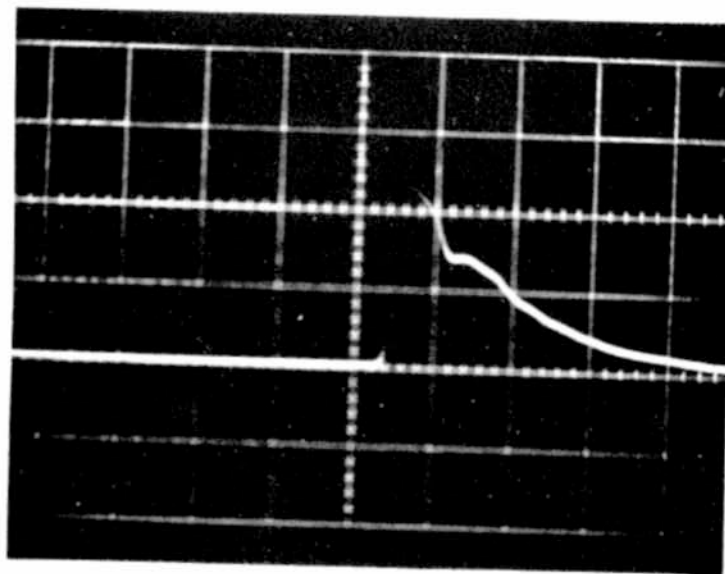
Synchronisateur d'allumage

La construction de la ligne à retard est montrée par la fig. 3. Elle est constituée par un fil de cuivre enroulé sur un support cylindrique en aluminium entouré d'une isolation au polyéthylène. Les caractéristiques électriques de cette ligne sont les suivantes :

Impédance caractéristique : $z = 130 \Omega$

Délai : $\tau = 640 \text{ ns/m}$

L'oscillogramme ci-dessous montre la dernière impulsion de synchronisme engendrée. Dix balayages ont été superposés, le jitter est inférieur à 10 nsec.



100 nsec/cm.

T thyratrons

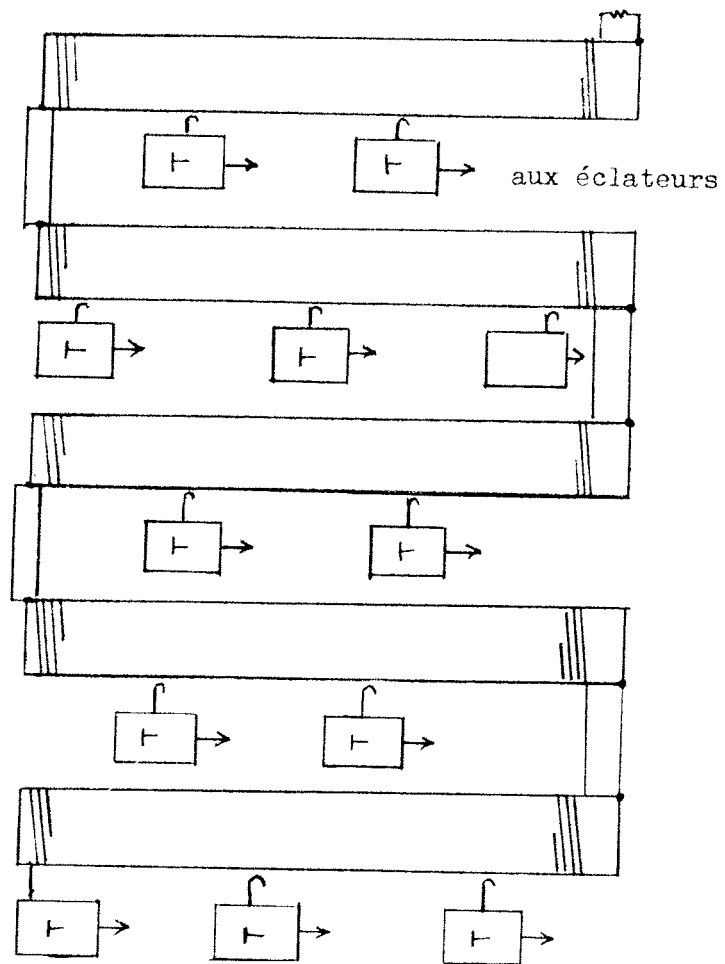


Fig. 3 Ligne à retard du synchronisateur.

L'on a pris soin d'éliminer tout couplage dangereux avec un judicieux emploi des filtres et du blindage. Une polarisation supplémentaire de sécurité a aussi été donnée aux thyratrons pour éviter que ces tubes soient perturbés par des modes parasites qui peuvent se propager le long de la ligne à faible niveau.

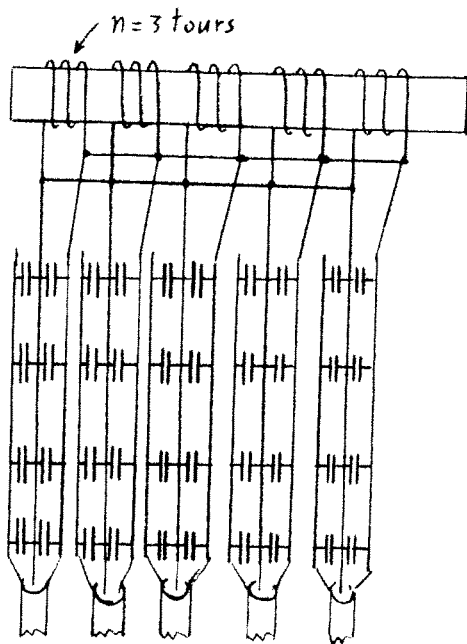
4. Couplage entre lignes et plasma.

La décharge a lieu dans un tube de pyrex : longueur 440 mm entre électrodes, diamètre intérieur 50 mm. Le courant I_z qui engendre le champ magnétique B_θ est le courant de décharge axiale dans le plasma; le retour est assuré par des conducteurs métalliques fixés à la surface extérieure du tube de pyrex. La distance entre les deux électrodes annulaires d'amenée du courant I_z est de 420 mm. Deux électrodes supplémentaires amènent une impulsion de préionisation de 10 kA pour 13 μ sec.

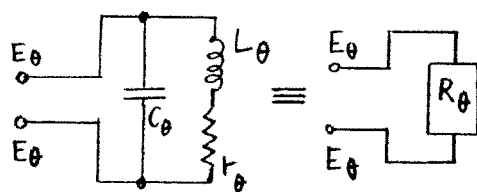
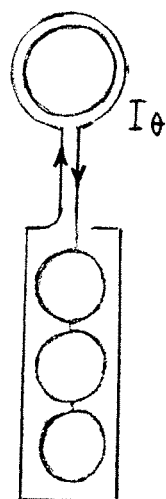
Le champ magnétique axial B_z est engendré par un courant I_θ dans un enroulement de trois tours autour du tube. Le gaz utilisé pour les premiers essais a été de l'hydrogène avec des pressions de remplissage comprises entre 20 et 200 μ .

Les circuits des courants de haute fréquence sont montrés par la fig. 4.

Pour réduire les pertes ohmiques et pour limiter les tensions, la partie réactive des courants I_z et I_θ est compensée à l'aide de condensateurs. Les capacités d'accord C_z et C_θ sont constituées par plusieurs condensateurs en céramique branchés en parallèle. On réalise de telle sorte des circuits résonnants, et les générateurs doivent être alors connectés aux entrées E_z et E_θ (fig. 4). Nous appelons R_z et R_θ les impédances correspondant à ces entrées. R_z et R_θ ainsi définies sont en général des fonctions du temps, déterminées par l'état dynamique et thermodynamique du système. La théorie du transfert d'énergie à une colonne de plasma confiné par un champ tournant

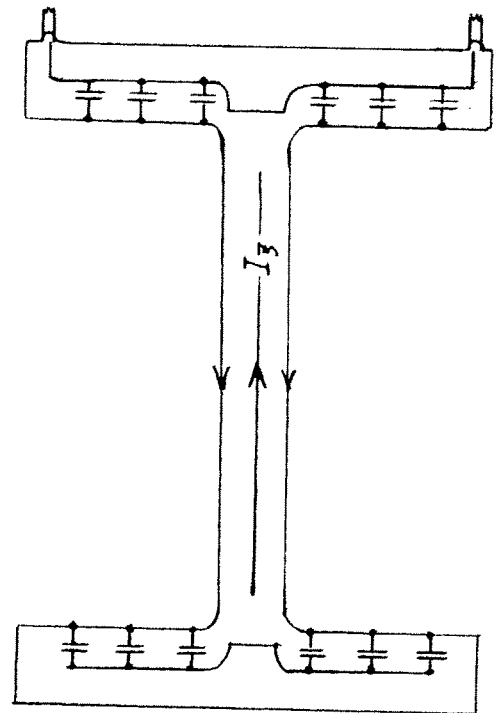


Circuit I_θ

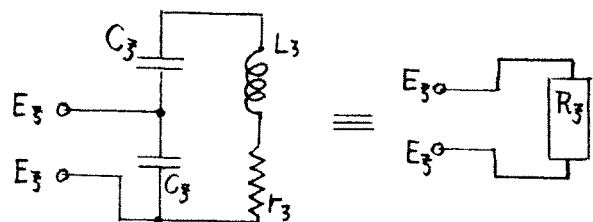
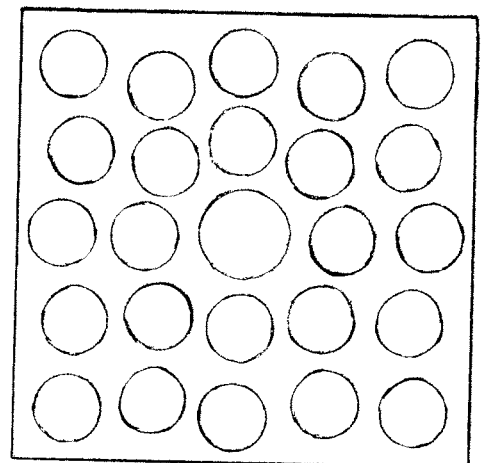


$$R_\theta = Q_\theta^2 r_\theta$$

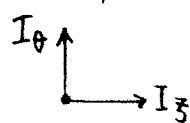
-9-



Circuit I_z



$$R_z = \frac{1}{4} Q_z^2 r_z$$



Circuits équivalents à la fréquence de résonance

Fig.4 - Circuits des courants de haute fréquence.

a été faite récemment par E.S. Weibel et R. Keller (réf. 1). On se borne ici à considérer des valeurs moyennes de R_Z et R_Θ , constantes. Il a ainsi été possible de faire une mise au point préliminaire du circuit sur un phantôme. Cette mise au point n'étant qu'approximée, une mise au point finale a été faite avec le plasma. La construction des circuits a été conçue en vue de permettre les variations nécessaires pour cette mise au point finale.

Dans cette perspective considérons donc le problème du transfert d'énergie (en état stationnaire) entre les deux générateurs, dont les impédances sont Z_Z et Z_Θ et les charges R_Z et R_Θ . On admet que les conditions de résonance soient réalisées, donc les valeurs R_Z et R_Θ ainsi que Z_Z et Z_Θ sont réelles.

Si $R_Z \neq Z_Z$ et $R_\Theta \neq Z_\Theta$, un moyen de transformation est nécessaire. Il est commode d'établir la liaison entre les générateurs et les utilisateurs au moyen de câbles, nous utilisons les mêmes câbles pour transformer l'impédance, d'après le circuit suivant :

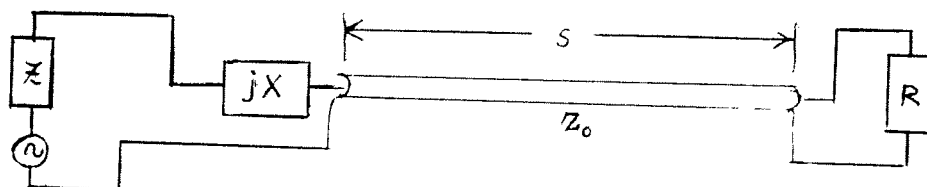


Fig. 5

R = utilisateur

Z = impédance caractéristique du générateur

G = générateur

s = longueur des câbles

Z_0 = impédance caractéristique des câbles (plusieurs câbles en parallèle)

Pour calculer la transformation d'impédance produite par ces câbles, il convient d'appliquer la théorie classique des lignes.

Soit donc une ligne homogène, dont les constantes par unité de longueur sont les suivantes :

l = inductivité
 c = capacité
 r = résistivité
 g = conductivité

Il est bien connu que l'impédance d'entrée d'une telle ligne, terminée sur une charge R peut être exprimée sous la forme :

$$Z_e = R \frac{1 + \frac{Z_0}{R} \tanh \gamma s}{1 + \frac{R}{Z_0} \tanh \gamma s} \quad (1)$$

où :

$$\gamma = \left[(r + j\omega l) (g + j\omega c) \right]^{1/2} = \alpha + j\beta \quad (2)$$

est la constante de propagation et :

$$Z_0 = \left(\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c} \right)^{1/2} \quad (3)$$

l'impédance caractéristique.

Dans notre cas l'on peut admettre que :

$$\begin{aligned}
 \omega l &\gg r \\
 \omega c &\gg g \\
 \alpha &\ll \beta \\
 \gamma &\approx j\beta
 \end{aligned} \quad (4)$$

Dans le circuit de transformation de fig. 5, l'impédance jx a été ajoutée pour ramener à zéro la partie imaginaire de l'expression (1).

La condition d'adaptation est alors exprimée par l'équation suivante :

$$Z = R \frac{1 + j \frac{Z_0}{R} \tan \beta s}{1 + j \frac{R}{Z_0} \tan \beta s} + jx \quad (5)$$

La séparation de la partie réelle et imaginaire de (5) nous donne :

$$Z_0 = \frac{R \tan \beta s}{\left\{ \frac{R}{Z} (1 + \tan^2 \beta s) - 1 \right\}^{1/2}} \quad (6)$$

$$X = R \tan \beta s \frac{R/Z_0 - Z_0/R}{1 + \left(\frac{R}{Z_0} \tan \beta s \right)^2} \quad (7)$$

Si Z_0 est l'impédance de chaque câble, $n = \frac{Z_0}{Z}$ câbles en parallèle sont nécessaires. L'on constate que les équations (6) et (7) avec $\beta s = \frac{\pi}{2}$ nous donnent les solutions usuelles de la transformation quart d'onde :

$$\begin{aligned} Z_0 &= \sqrt{RZ} \\ X &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

L'adaptation à la ligne z se fait sous cette condition, tandis que pour la ligne θ on a :

$$\beta s < \frac{\pi}{2} ; \quad R > Z$$

d'où : $X = \omega L > 0$. Il faut donc ajouter une self. Etant donné que les selfs parasites sont toujours présentes à la terminaison des câbles, il est heureux de constater qu'elles peuvent être utilisées de telle sorte. D'autre part, l'insertion d'une self n'est pas la seule possibilité pour la compensation du terme imaginaire dans l'équation de transformation. On peut obtenir le même résultat en branchant une admittance Y en parallèle à la charge. Le calcul donne alors les expressions suivantes à la place des équations (6) et (7) :

$$Z_0 = Z \frac{[R/Z (1+\tan^2 \beta_s) - 1]^{1/2}}{\tan \beta_s} \quad (9)$$

$$Y = \frac{\tan \beta_s}{Z} \frac{\frac{Z_0}{Z} - \frac{Z}{Z_0}}{1 + \left[\frac{Z_0}{Z} \tan \beta_s \right]^2} \quad (10)$$

et pour $\beta_s \frac{\pi}{2}$; $R > Z$

$$Y = \omega C > 0$$

Dans ce cas, il faut augmenter les capacités du circuit d'accord. Il est clair que l'on peut aussi envisager des solutions intermédiaires, dans lesquelles on utilise à la fois une self en série avec le générateur et une capacité en parallèle avec l'utilisateur. La théorie des transformations conformes, au moyen du diagramme de Smith, peut aider à la recherche d'une solution graphique.

5. Mise au point expérimentale

Etant donné que le calcul exposé ne donne qu'une première approximation, une mise au point expérimentale est utile. Il s'agit d'obtenir les valeurs les plus grandes pour les courants I_θ et I_z et de réduire au minimum les réflexions.

Il est possible de varier le nombre des câbles connectés en parallèle et qui constituent la ligne d'adaptation (variation de Z_0), la self additionnelle X et éventuellement les capacités d'accord des circuits oscillants.

Voici un résumé des résultats obtenus sur une décharge en hydrogène, à la pression de 60 μ . Les résultats ne varient pas sensiblement pour des pressions de remplissage entre 20 et 200 μ .

Champ magnétique tournant maximum à la surface du plasma	1,8 kG
Courant axial maximum crête	23 kA
Courant maximum crête dans l'enroulement azimuthal	19 kA

Les valeurs des éléments du circuit sont les suivantes :

Impédance caractéristique du générateur	z :	$Z_z = 3\Omega$
" " "	$\theta :$	$Z_\theta = 0,75 \Omega$
" de la ligne d'adaptation	z :	4 Ω
" " "	$\theta :$	1,04 Ω
Longueur de la ligne d'adaptation	z :	$\lambda/4$
" " "	$\theta :$	$\lambda/10$
Capacité d'accord circuit z	$C_z :$	$1,3 \cdot 10^{-7} F$
" " " θ	$C_\theta :$	$0,81 \cdot 10^{-7} F$

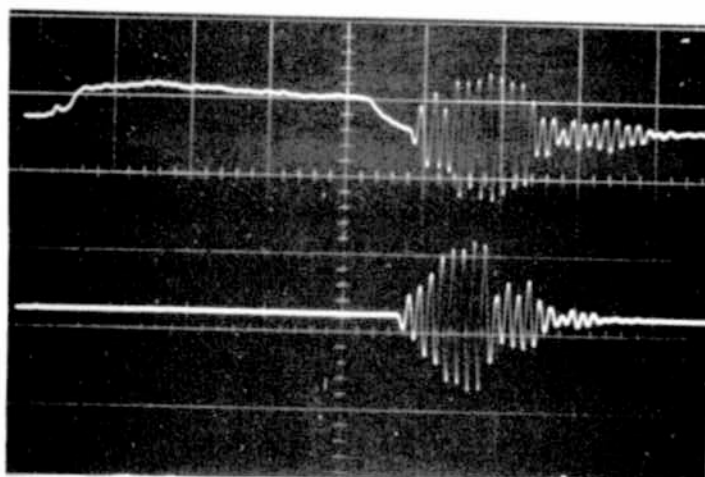
Le photogramme 6 montre le courant I_z (trace en haut) et le courant I_θ (trace en bas) à la vitesse de balayage de 3 $\mu\text{sec/cm}$. Sur la trace I_z on voit l'impulsion de préionisation qui précède la décharge de haute fréquence. Les mêmes décharges de haute fréquence sont montrées par la photo 7 à la vitesse de balayage de 1 $\mu\text{sec/cm}$. La superposition de dix décharges montre dans cette photo la répétibilité des décharges. Le déphasage entre les décharges I_z et I_θ est contrôlé au moyen d'une figure de Lissajous (photo 8). L'intensité du champ magnétique tournant peut être évalué d'après cette figure (l'échelle du rayon vecteur est de 2 kG/cm).

Remerciements

L'auteur remercie J-P. Perotti et J-F. Renaud de leur précieuse collaboration, en particulier pour la réalisation du synchronisateur

Références

- 1) E.S. Weibel, R. Keller, On the design of a rotating field pinched discharge, LRP 22/66
- 2) E.S. Weibel, Rev. Sci. Instr. 35, 173 (1964)
- 3) R. Keller, Helvetica Physics Acta 38, 328 (1965)
- 4) A. Lietti, Rev. Sci. Instr. 36, 13 (1965)
- 5) A. Heym, E.S. Weibel, Etude d'une décharge haute fréquence axiale LRP 19/65

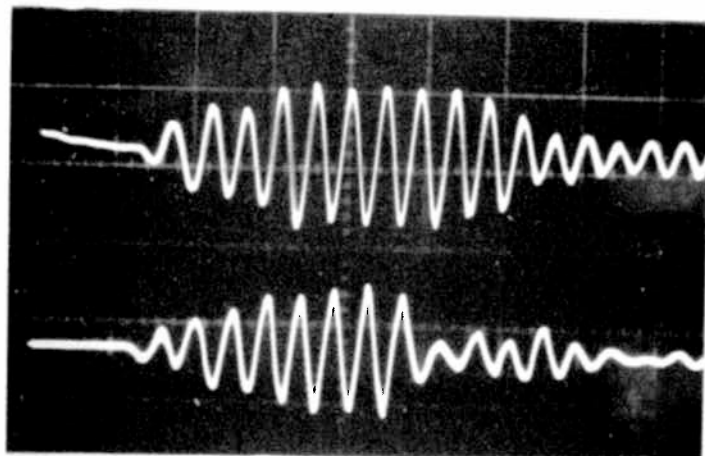


I_z

3 μ sec/cm.

-6-

I_θ

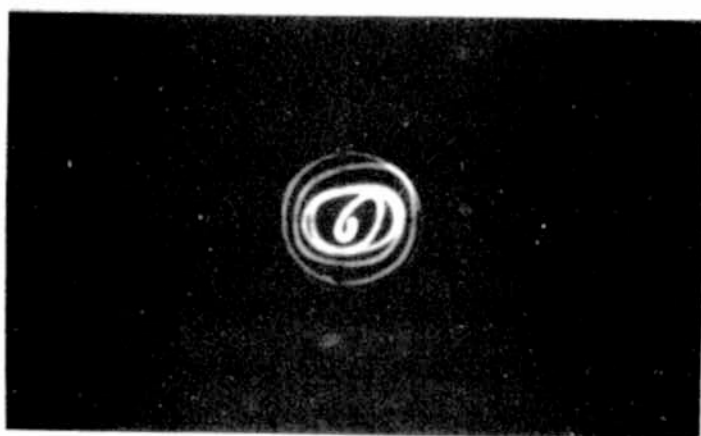


I_z

1 μ sec/cm.

-7-

I_θ



2 kG/cm.

-8-

Oscillogrammes de la décharge